

**MESSUNG DES ANALYSATORVERMÖGENS VON
PROTONEN FÜR 14.2-MeV-NEUTRONEN
BEI EINEM STREUWINKEL $\theta_{\text{CM}} = 90^0$**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

BEAT THOMAS LEEMANN

aus Basel

1973

1974

Basel

aku-Fotodruck

**MESSUNG DES ANALYSATORVERMÖGENS VON
PROTONEN FÜR 14.2-MeV-NEUTRONEN
BEI EINEM STREUWINKEL $\theta_{\text{CM}} = 90^0$**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

BEAT THOMAS LEEMANN

aus Basel

1974

Basel

aku-Fotodruck

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der Herren

Prof. Dr. Rolf Wagner und PD Dr. Hermann Rudin

Basel, den 18. Dezember 1973

Prof. Dr. M. Eichler
Dekan



UEBERSICHT

1. EINLEITUNG	p. 3
2. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG	
2.1 Erzeugung polarisierter 14.2-MeV-Neutronen	p. 6
2.2 Atomstrahlquelle für polarisierte Deuteronen	p. 6
2.3 Anordnung des T-Targets und des Streukörpers	p. 8
2.4 Streukörper und Neutronendetektor	p. 8
2.5 Elektronik	p. 11
3. MESSUNGEN	
3.1 Messung der Deuteronenpolarisation	p. 18
3.2 Messung der Neutronenpolarisation	p. 19
3.3 Messung des Analysatorvermögens von Protonen	p. 22
4. DISKUSSION DER DATEN	p. 33
LITERATUR	p. 37
Verdankungen	p. 39
Curriculum vitae	p. 41

SECRET

1. SUMMARY

2. REFERENCES

- 3.1. The purpose of this report is to provide a summary of the results of the investigation conducted by the Department of Defense, Office of the Inspector General, in the area of the procurement of the F-16 fighter jet.
- 3.2. The investigation was conducted from January 1980 to March 1981.
- 3.3. The results of the investigation are as follows:
- 3.4. The procurement process was found to be flawed in several areas, including the selection of the contractor and the pricing of the aircraft.
- 3.5. The Department of Defense, Office of the Inspector General, has recommended that the procurement process be revised to prevent such flaws in the future.

4. CONCLUSIONS

- 4.1. The procurement process for the F-16 fighter jet was found to be flawed in several areas, including the selection of the contractor and the pricing of the aircraft.
- 4.2. The Department of Defense, Office of the Inspector General, has recommended that the procurement process be revised to prevent such flaws in the future.
- 4.3. The results of the investigation are as follows:

5. RECOMMENDATIONS

- 5.1. The Department of Defense, Office of the Inspector General, has recommended that the procurement process be revised to prevent such flaws in the future.
- 5.2. The results of the investigation are as follows:
- 5.3. The procurement process was found to be flawed in several areas, including the selection of the contractor and the pricing of the aircraft.

1. EINLEITUNG

Die Phasenanalysen der Nukleon-Nukleon-Streudaten durch MacGregor et al. ¹⁾ und Breit et al. ²⁾ ermöglichen es, eine über einen grossen Energiebereich ($0 \div 450$ MeV) stetige und eindeutige Isospin-Triplett-Streumatrix zu definieren. Wegen der Unvollständigkeit und der geringeren Genauigkeit der (n,p) -Daten ist das für die Isospin-Singlett-Streumatrix nicht gleichermaßen möglich. Die Beseitigung der unterhalb 30 MeV aufgetretenen Diskrepanzen erfordert weitere und genauere (p,p) - sowie speziell (n,p) -Messdaten.

Vergleicht man die Isospin-Triplett-Parameter beider Analysen, so findet man gute Übereinstimmung. Beide benötigen für eine korrekte Wiedergabe des totalen (n,p) -Streuquerschnittes bei niederen Energien eine vom (p,p) -Fall verschiedene 1S_0 -Phase, während sich bei Phasen höherer Partialwellen kein entsprechendes Vorgehen aufdrängt, was für die Existenz eines kurzreichweitigen ladungsabhängigen Wechselwirkungsbeitrages spricht. Der Vergleich der Isospin-Singlett-Parameter beider Analysen zeigt nicht mehr dieselbe Übereinstimmung, insbesondere ergeben sich bei Energien unterhalb 30 MeV wesentliche Differenzen in der 1P_1 -Phase sowie im Kopplungsparameter ϵ_1 .

Mit dem vorliegenden Experiment beabsichtigen wir einen Beitrag zu den spärlichen (n,p) -Polarisationsmessungen unterhalb 20 MeV Neutronenenergie zu liefern. Insbesondere interessierte die Frage nach dem Verlauf der 1P_1 -Phase bei tiefen Energien. Es kann zwar sein, dass die oben erwähnten Unstimmigkeiten zum Teil davon herrühren, dass die von der Livermore-Gruppe zur Analyse bei niedrigen Energien gewählte Effektive-Reichweite-Parametrisierung im $T=1$ Fall für alle Phasen mit $l>0$ ohne Berücksichtigung von Coulomb-Effekten durchgeführt wurde ^{3) 25)}.

Das Analysatorvermögen $A(\theta)$ von Protonen für Neutronen im Energiebereich $10 \div 30$ MeV wird in guter Näherung durch den von

Gammel und Thaler ⁵⁾ und Perring ⁶⁾ angegebenen Ausdruck ⁷⁾

$$(1) \quad A(\theta) \sigma_0(\theta) = \frac{3 \sin \theta}{k^2} \{ \sin^2 \delta_{01} (\Delta_{LS}^P + \Delta_{LS}^D \cos \theta) \}$$

beschrieben. Darin bedeutet δ_{01} die Triplett-S-Phase. Δ_{LS}^P bzw. Δ_{LS}^D stellen die Erwartungswerte ⁵⁾ der Spin-Bahn-Kopplung in Bornscher Näherung für p- bzw. d-Wellen dar und sind Linearkombinationen der T=1 Triplett-P-Phasen resp. der T=0 Triplett-d-Phasen. Die Näherung (1) setzt voraus, dass diese klein gegen eins sind. Die Wellenzahl k und der Streuwinkel θ sind auf das Schwerpunktssystem bezogen.

Bei 14 MeV Neutronenenergie beträgt die Triplett-S-Phase ¹⁾:

$$\delta_{01} = 93.92^\circ \pm 0.23^\circ$$

Bei dieser Energie ist ferner der (n,p)-Streuquerschnitt noch in guter Näherung isotrop und beträgt bei $\theta = 90^\circ$ ⁸⁾:

$$\sigma(\theta=90^\circ) = 54.8 \text{ mb/sr}$$

Mit diesen Zahlenwerten ergibt sich aus (1)

$$(2) \quad A(\theta) = 3.018 \sin \theta \{ \Delta_{LS}^P + \Delta_{LS}^D \cos \theta \}$$

In dieser Näherung zeigt sich, dass der Spin-Bahn-Kopplungsterm der p-Wellen für die Grösse, derjenige der d-Wellen für die Gestalt der Winkelverteilung $A(\theta)$ massgebend ist.

Die Messung der Winkelverteilung des Analysatorvermögens ermöglicht die Bestimmung beider Spin-Bahnkopplungsterme Δ_{LS}^P und Δ_{LS}^D . Eine genaue Messung von A bei $\theta_{cm} = 90^\circ$ liefert den Spin-Bahn-Term der p-Wellen Δ_{LS}^P , auf dessen Bestimmung sich die vorliegende Arbeit beschränkt.

In Figur 1 sind die Voraussagen für die Polarisierung nach den beiden erwähnten Phasensätzen ^{1) 2)} sowie nach einem modifizierten Hamada-Johnston-Potential ⁴⁾ aufgetragen.

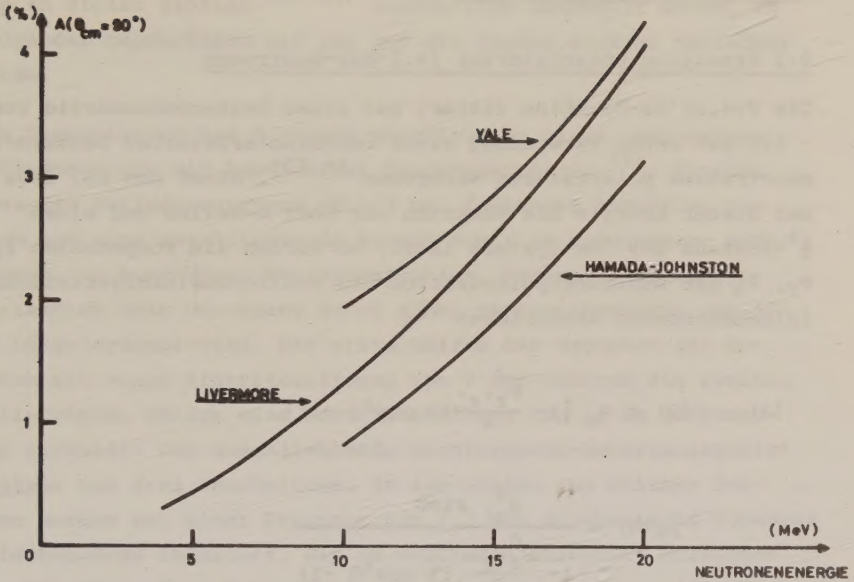


Fig. 1 Das Analysatorvermögen von Protonen für Neutronen bei $\theta_{cm} = 90^\circ$ berechnet nach Phasensätzen von Livermore ¹⁾, Yale ²⁾ und nach einem Hamada-Johnston-Potential ³⁾ als Funktion der Neutronenenergie.

2. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

2.1 Erzeugung polarisierter 14.2-MeV-Neutronen

Die $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion liefert bei einer Deuteronenenergie von ~ 110 keV unter Verwendung eines vektorpolarisierten Deuteronenstrahles polarisierte Neutronen ^{9) 10)}. Nimmt man an, dass bei dieser Energie die Reaktion nur über s-Wellen und einen $\frac{3}{2}^+$ -Zustand des ^5He -Systems läuft, so werden die Komponenten P_x , P_y , P_z der Neutronenpolarisation und Neutronenwinkelverteilung folgendermassen beschrieben ⁹⁾:

$$(3) \quad \sigma(\theta) = \sigma_0 \left\{ 1 - \frac{p_{z'z'}^d}{4} (3 \cos^2 \theta - 1) \right\}$$

$$P_x(\theta) = \frac{p_{z'}^d \sin \theta}{1 - \frac{p_{z'z'}^d}{4} (3 \cos^2 \theta - 1)}$$

$$(4) \quad P_y(\theta) = 0$$

$$P_z(\theta) = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_{z'}^d \cos \theta}{1 - \frac{p_{z'z'}^d}{4} (3 \cos^2 \theta - 1)}$$

In (3) und (4) wurden die Koordinatensysteme von Ref. 10 verwendet: z' ist die Quantisierungsachse der Deuteronen, (x, y, z) bilden ein Rechtssystem, wo z in der Neutronenflugrichtung liegt, und y die Reaktionsebene-Normale ist. Mit θ wird der Winkel zwischen z' - und z -Achse bezeichnet.

2.2 Atomstrahlquelle für polarisierte Deuteronen

Die Erzeugung eines polarisierten Deuteronenstrahles geschieht mittels einer Atomstrahlquelle. Obwohl der Aufbau dieser Quelle einen wesentlichen Arbeitsanteil in Anspruch nahm, wird auf

eine detaillierte Beschreibung verzichtet, da ihr Arbeitsprinzip an vielen Stellen ¹¹⁾⁻¹³⁾ ausführlich behandelt wurde. Im folgenden beschränken wir uns auf die Angabe einiger typischer Daten.

Die Dissoziation des D_2 -Gases geschieht in einem zweiarmigen Entladungsrohr mit kapazitiver Senderankopplung ¹⁴⁾. Ein der Düse des Entladungsrohres ($\varnothing = 3$ mm) folgender Abschäler von 3 mm und eine anschliessende Blende von 4 mm Durchmesser definieren die Ausdehnung des Atomstrahles, dessen Elektronenpolarisation beim Durchgang durch einen Sextupolmagneten von 50 cm Länge erzeugt wird. Die erste Hälfte des Magneten ist konisch mit einer Eintrittsöffnung von 7 mm, während die zweite, zylindrische Hälfte eine Austrittsöffnung von 14 mm Durchmesser aufweist. Das anschliessende Hochfrequenz-Übergangsgebiet besteht aus drei Abschnitten. In der ersten und dritten Sektion werden bei einer Frequenz von 7,2 MHz adiabatische Schwachfeldübergänge induziert. Die im mittleren Abschnitt erzeugten Starkfeldübergänge finden bei einer Frequenz von ca. 430 MHz statt. Die dazu verwendete Kavität gestattet die σ -Übergänge $3 \rightarrow 5$ und $2 \rightarrow 6$ (Komponenten der Hyperfeinaufspaltung). Für alle Experimente im Zusammenhang mit der (n,p) -Polarisationsmessung genügen der Starkfeldübergang $3 \rightarrow 5$ sowie ein eventuell nachfolgender Schwachfeldübergang um die gewünschte Deuteronenpolarisation zu erreichen.

Der Ionisator ist von den übrigen sich auf Erdpotential befindenden Quellenteilen isoliert und liegt auf einem Potential von 140 kV. Die Ionisierung des Atomstrahles geschieht im starken Magnetfeld bei axialem Elektroneneinschuss in Atomstrahlrichtung. Dem Extraktionslinsensystem folgt ein sechsstufiges Beschleunigungsrohr. Der anschliessende 90° -Ablenkmagnet ermöglicht eine Separierung des Deuteronenstrahles bei einer Drehung der Polarisationsrichtung aus der Flugrichtung von nur einem Grad. Typische Betriebsdaten dieser Anordnung sind ein Targetstrom von ca. $0.5 \mu A$ und ein Polarisationsgrad der Deuteronen von 0.75.

2.3 Anordnung des T-Targets und des Streukörpers

Die benützte Anordnung von T-Target und Streukörper entspricht derjenigen von Schacher et al.¹⁵⁾ (Fig.2). Senkrecht zum Deuteronenstrahl emittierte α -Begleitpartikel aus der $T(d,n)^4He$ -Reaktion werden durch einen dünnen Szintillationszähler registriert. Eine unmittelbar davor befindliche Maske von 1.5 cm Breite und 3 cm Länge in 8 cm Abstand vom T-Target-Mittelpunkt blendet einen α -Raumwinkel aus, dem ein Neutronenraumwinkel der zu diesen α -Partikeln koinzidenten Neutronen entspricht (Fig.3). Die Maske ist zugleich Träger einer 1.25 μ dicken Nickelfolie, welche die am Target gestreuten Deuteronen stoppt. Der Strahlfleck hat am Ort des Target einen Durchmesser von ca. 12 mm, während die freie Fläche des T-Target einen solchen von 8 mm (erste (n,p)-Messung 6 mm) aufweist, so dass diese durch den Strahl ausgeleuchtet wird.

2.4 Streukörper und Neutronendetektor

Bei den fünf durchgeführten (n,p)-Polarisationsmessungen wurden verschiedene Streukörper verwendet. Tabelle 1 gibt eine Uebersicht. Dabei handelt es sich bei allen Streuern um Szintillatoren von zylindrischer Form, die auf Photomultiplier (Philips 56 DVP) montiert wurden. Allen Szintillatoren gemeinsam ist das Verhältnis Durchmesser zu Länge von 1 : 2.

In einer Entfernung von 186 cm vom T-Target befindet sich der Neutronendetektor. Dabei handelt es sich um einen zylinderförmigen ($L = 5.1$ cm; $\varnothing = 12.7$ cm), flüssigen Szintillator (NE 213), montiert auf einem Photomultiplier (Philips XP 1040).

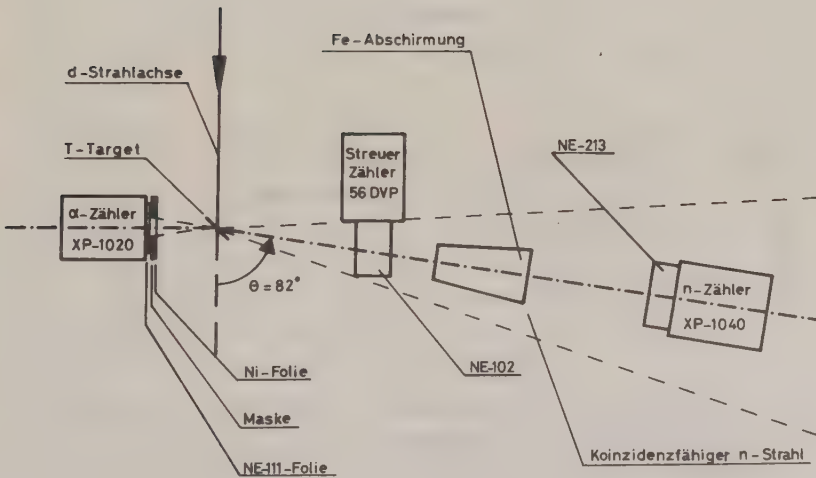
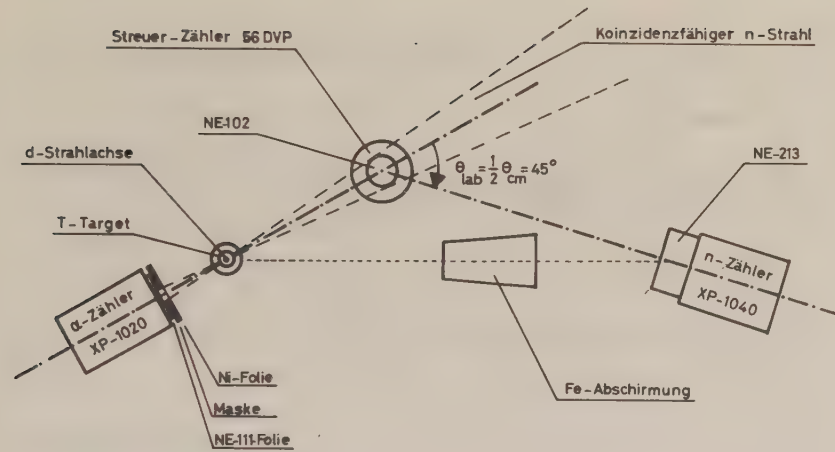


Fig. 2 Grund- und Aufriss der Zähleranordnung für das n-p-Streuxperiment.

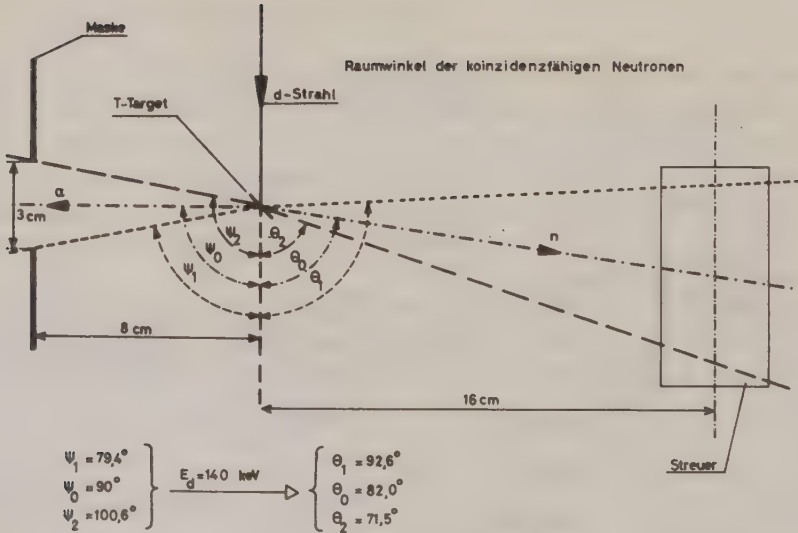
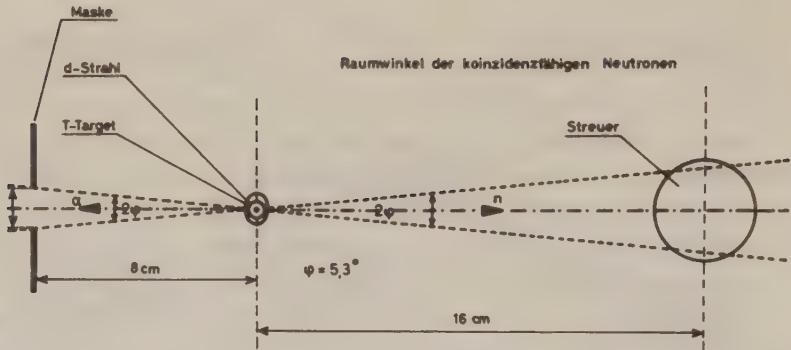


Fig. 3 Raumwinkel der koinzidenzfähigen Neutronen in Grund- und Aufriss.

Tabelle 1

Messung	Szintillator	ϕ (cm)	L (cm)	Abstand von Target (cm)
1	NE 231 (Benzol)	3.81	7.62	16
2	NE 231 (Benzol)	3.81	7.62	25
3	NE 102 (Plastik)	2	4	11
4	NE 102 (Plastik)	3.81	7.62	16
5	NE 102 (Plastik)	2	4	9

In Tabelle 1 sind die Daten der verwendeten Streukörper aufgeführt.

2.5 Elektronik

Das Blockschema der verwendeten Elektronik ist in Fig. 4 aufgezeichnet. Sie gestattet ein gleichzeitiges Akkumulieren des Flugzeitspektrums (Begleitpartikelmethode) und des Rückstossprotonenspektrums. Durch die Verwendung eines Szintillators als Streukörper erhält man eine zusätzliche Zeit- und Energieinformation. Dank der Aufspaltung der schnellen Signale (Start- und Stop-Kanal) auf die beiden Eingänge einer schnellen Koinzidenz (Auflösungsvermögen ± 3.5 ns) mit separaten Tunneldiodendiskriminatoren wurde die Funktionsweise des schnellen Zeitinformationskanals erweitert: Das Ueberschreiten des niedern (im Rauschen liegenden) Pegels löst ein schnelles Signal aus, welches Träger der Zeitinformation ist. Dieses Signal wird durch nachfolgende Einheiten aber nur verarbeitet, falls innerhalb der Koinzidenzzeit auch der obere Pegel anspricht, wodurch am zweiten Ausgang ein schnelles Signal erzeugt wird. Bei kleinstmöglichem Timewalk werden dadurch gleichzeitig die Totzeitverluste des Zeit-Amplituden-Konverters (Totzeit 4 μ s) minimal gehalten. Figur 5 zeigt das Spektrum der α -Begleitpartikel aus der $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion, anhand dessen die beiden schnellen Pegel im Stopkanal ersichtlich sind. Die Ausdehnung von Streukörper und Targetfleck bewirken eine beachtliche Streuwinkelverschmierung, die hier typischerweise $\pm 6^\circ$ beträgt. Wegen

der Kinematik ergibt dies eine entsprechende Breite des Flugzeit- wie auch des Rückstossprotonen-Spektrums. Die Lichtausbeutekurven^{16) 17)} des betreffenden Szintillators ermöglichen das Setzen der einzelnen Pegel. Als Illustration dazu dienen die Figuren 6 - 8. In Fig. 6 ist das Rückstossprotonen-Spektrum von 14-MeV-Neutronen in NE-213 (Neutronen-Detektor) aufgetragen. Fig. 7 zeigt dasselbe Spektrum, jedoch zusätzlich den oberen Pegel im Startkanal. Schliesslich sind die Verhältnisse im linearen Seitenkanal aus Fig. 8 ersichtlich. Die beiden Pegel entsprechen Protonenenergien von 3 MeV resp. 9 MeV. Mit diesen auf das (n,p)-Experiment zugeschnittenen Pegeln wurde das in Figur 9 abgebildete Flugzeitspektrum der direkten 14.2 MeV Neutronen aufgenommen. Seine Halbwertsbreite von 1.75 ns fällt neben der erwähnten kinematisch bedingten Breite nicht ins Gewicht. Dies wird deutlich gemacht durch den Vergleich eines gemessenen (n,p)-Flugzeitspektrums mit dem für diese Geometrie berechneten, was in Fig. 10 wiedergegeben ist. Die für diesen Vergleich notwendige Eichung der Zeitskala ist aus Fig. 11 ersichtlich, welche zwei Flugzeitspektren von direkten Target-Neutronen zeigt, die sich in einer um 21 ns verschiedenen Verzögerung im Stopkanal unterscheiden.

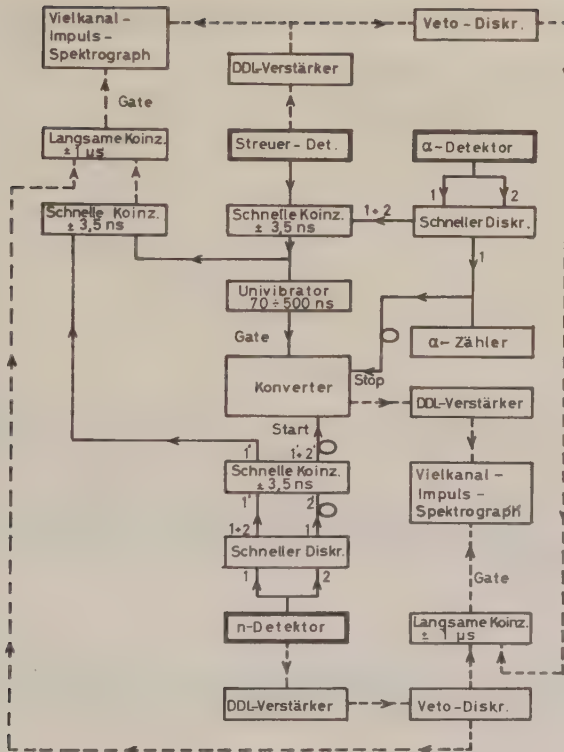


Fig. 4 Blockschemata der Elektronik. Die ausgezogenen Verbindungslinien symbolisieren schnelle, unterbrochene Linien langsame Signale.

Impulse / Kanal

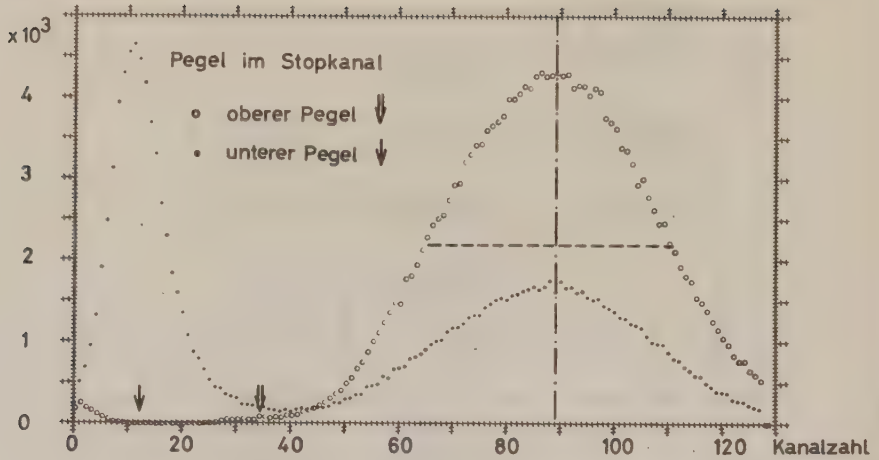


Fig. 5 Lage des oberen und unteren Pegels im Stopkanal. Die α -Spektre wurden mittels eines langsamen Kanals von der zwölften Dynode aufgenommen.

Impulse / Kanal

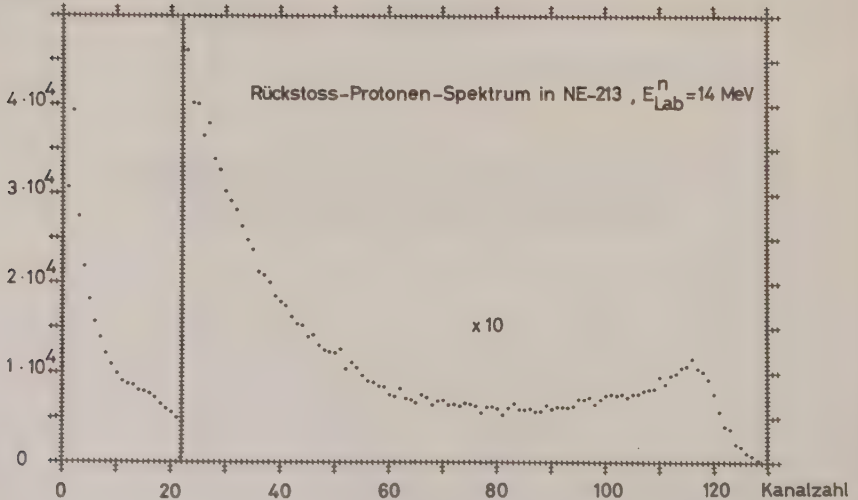


Fig. 6 Rückstossprotonenspektrum im Neutronendetektor bei 14 MeV Neutronenenergie.

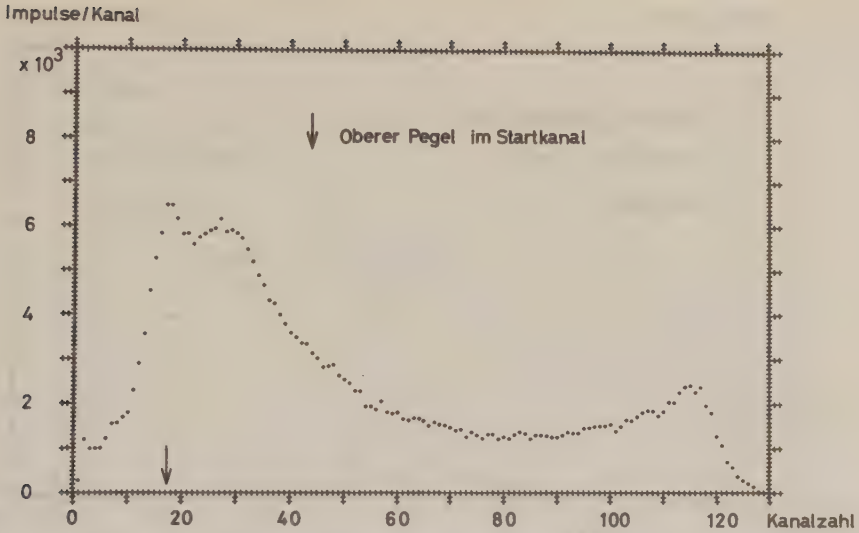


Fig. 7 Lage des oberen Pegels im Startkanal des Neutronendetektors.

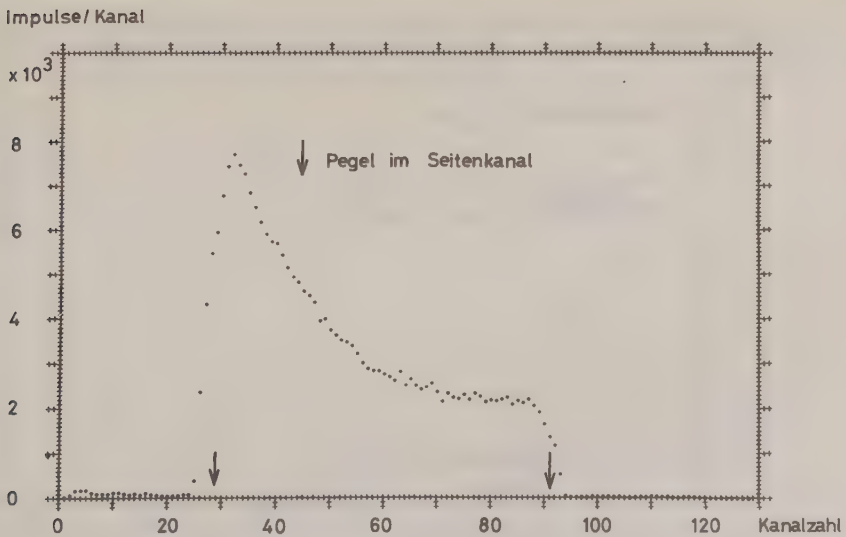


Fig. 8 Lage der beiden Pegel im Seitenkanal des Neutronendetektors.

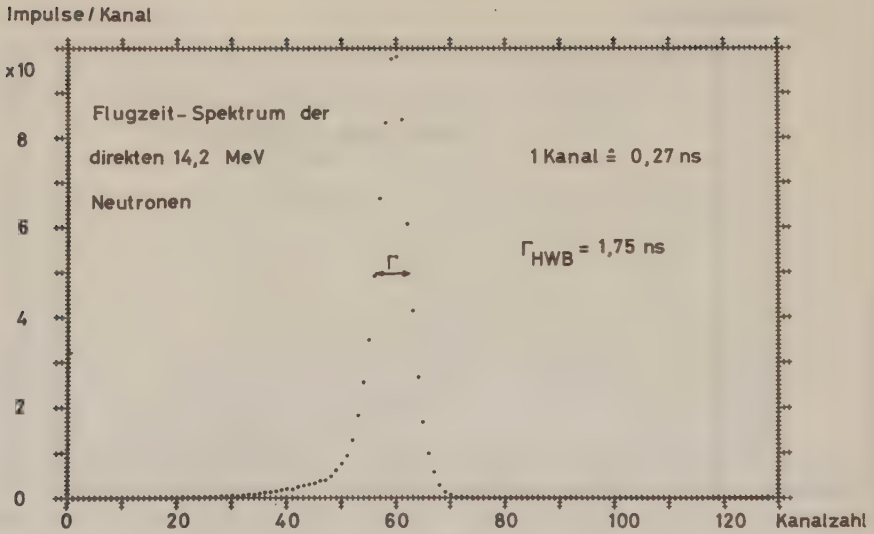


Fig. 9 Flugzeitspektrum der vom T-Target kommenden 14.2-Mev-Neutronen

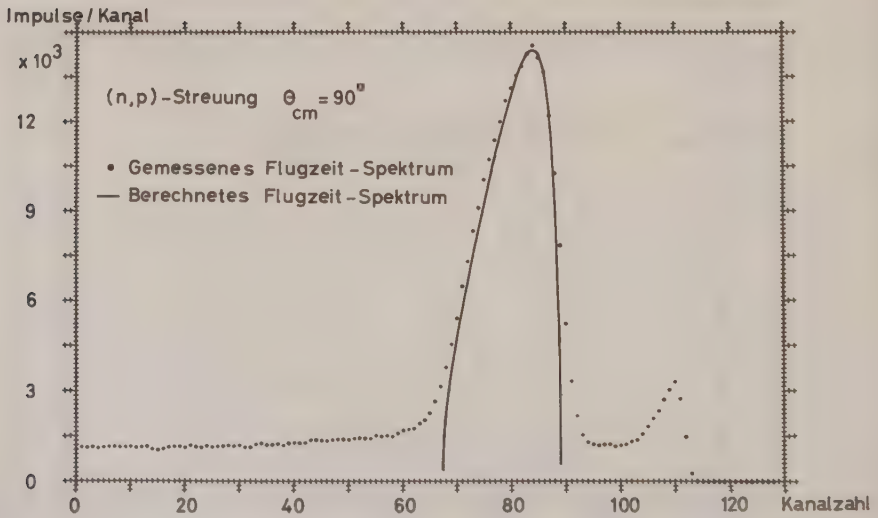


Fig. 10 Vergleich von gemessenem und berechnetem Flugzeitspektrum der n-p-Streuung bei $\Theta_{\text{cm}} = 90^\circ$.

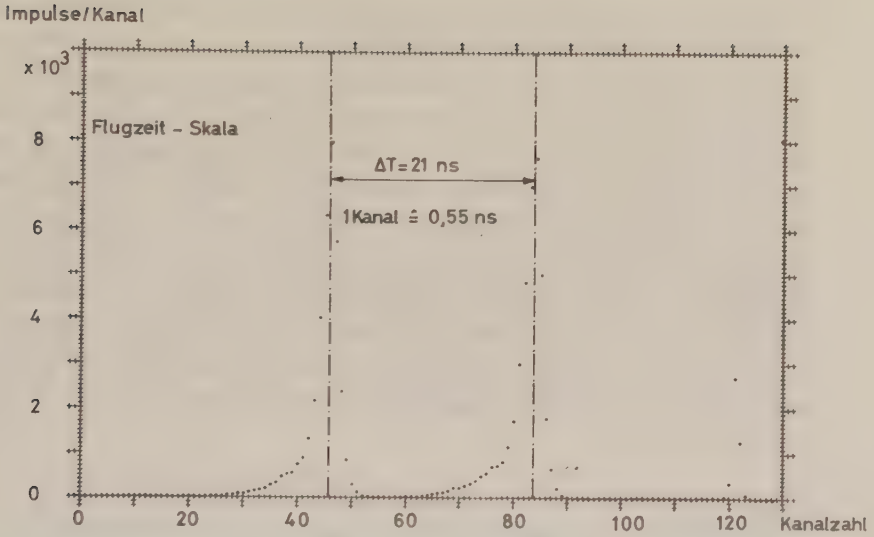


Fig. 11 Zeit-Eichung des Impulsspektrographen. Die beiden Flugzeit-spektren von direkten Targetneutronen unterscheiden sich nur in der Verzögerung im Stopkanal.

3. MESSUNGEN

3.1 Messung der Deuteronenpolarisation

In Tabelle 2 sind für die benützten Hochfrequenzübergänge die zugehörigen theoretischen Polarisationswerte angegeben. Mit Szintillationszählern bei 0° und 90° (Neutronenreaktionswinkel) wird das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ)$ bestimmt. Gemäss der Relation (3) lässt sich daraus die Tensorpolarisation $p_{z',z'}^d$, der Deuteronen ermitteln¹⁸⁾. Der dem $3 \rightarrow 5$ Uebergang folgende Schwachfeldübergang (WF) ändert das Vorzeichen der Tensorpolarisation, woraus sich eine Kontrollmöglichkeit für das Funktionieren des Schwachfeldüberganges und somit auch für die Neutronenpolarisation ergibt.

Tabelle 2

HF-Uebergang	$p_{z'}^d$	$p_{z',z'}^d$	$p_y(90^\circ)$	$\frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma(90^\circ)}$
---	0	0	0	1
$3 \rightarrow 5$	$+ 1/3$	$- 1$	$- 4/9$	2
$3 \rightarrow 5$ / WF	$- 1/3$	$+ 1$	$+ 4/15$	$2/5$
WF	$- 2/3$	0	$+ 2/3$	1

In Tabelle 2 sind die theoretischen Polarisationswerte für die verwendeten HF-Uebergänge aufgeführt.

p_y ist hier die Polarisationskomponente in Richtung der (n,p)-Streuebenenormalen und entspricht $-p_x$ in (4).

3.2 Messung der Neutronenpolarisation

Zur Bestimmung der Neutronenpolarisation wird die n - ^4He -Streuung verwendet. In der in Abschnitt 2 beschriebenen Anordnung wird dazu an die Stelle des Wasserstoff-Streuers eine Hochdruck-Helium-Szintillatorkammer ($\varnothing$ 4 cm, halbkugelförmig) gebracht und die gestreuten Neutronen werden mit einem Szintillationszähler (NE 102, $\varnothing$ = 45 mm, L = 45 mm, auf Photomultiplier Philips 56 DVP) in 30 cm Abstand von der Heliumkammer registriert. Der Laborstreuwinkel von 63° ergibt sich als Optimum aus dem Verhalten von Analysatorvermögen und Wirkungsquerschnitt. Das Analysatorvermögen wurde mit Hilfe der Phasen von Stammbach¹⁹⁾ berechnet, wobei die Winkelverschmierung durch die Kammer berücksichtigt wurde. Die berechneten Werte stimmen mit den neuesten Messungen²⁰⁾ gut überein.

Es liegen 3 Messungen vor:

In den Messungen 1 und 2 wurde abwechselungsweise bei rein vektorpolarisiertem und unpolarisiertem d-Strahl das Flugzeitspektrum der n - ^4He -Streuung mit der in Abschnitt 2.5 erwähnten Elektronik aufgenommen. Bei Messung 3 wurde ständig mit vektorpolarisiertem d-Strahl gemessen, jedoch wurde periodisch die Richtung des Magnetfeldes im Ionisator um 180° gedreht, wodurch die Neutronenpolarisation p_y ihr Vorzeichen wechselt. Bei jeder Umstellung der Polarisation wurden, wie oben erwähnt, die aus den Uebergängen $3 \rightarrow 5$, $3 \rightarrow 5/\text{WF}$ und WF -Uebergang allein resultierenden Tensorpolarisationen gemessen. Dabei wurden in den Detektoren bei 0° und 90° Pegel gesetzt, die einer Rückstossprotonenenergie von ca. 7 MeV entsprechen, um eine Verfälschung durch Neutronen aus der $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ -Reaktion und durch gestreute Neutronen zu verhindern.

Den berechneten Analysatorvermögen wird ein relativer Fehler von 3 % zugeschrieben. Während die Fehler der gemessenen Asymmetrien rein statistischer Art sind, stellen die angegebenen Werte für die Tensorpolarisation $p_{z,z}^{\text{d}}$, Mittelwerte dar aus je ca.

15 Einzelmessungen und der angegebene Fehler ist der dieses Mittelwertes. Unter der Annahme, dass die Abweichung des gemessenen $p_{z,z}^d$, vom theoretisch möglichen Wert (-1) durch unpolarisierte Deuteronen aus dem Restgas im Ionisator hervorgerufen wird, besteht zwischen $p_{z,z}^d$ und der reinen Vektorpolarisation p_z^d , die Beziehung $|p_{z,z}^d| = \frac{2}{3} |p_z^d|$ (26). Schliesslich ist in der letzten Spalte die durch die n-⁴He-Streuung ermittelte Neutronenpolarisation angegeben. Vergleicht man diese mit dem aus der Tensorpolarisationsmessung ermittelten Wert, so findet man innerhalb der Fehlergrenzen gute Uebereinstimmung. Ausgehend von der Tensorpolarisation der Deuteronen ergibt sich somit die Neutronenpolarisation p_y mit einem Fehler von höchstens 5 %.

Tabelle 3

θ_{lab}	A_{He}	ϵ	$p_{z,z}^d$ 3→5	$p_{z,z}^d$ 3→5/WF	$ p_{z,z}^d $ 3→5	$p_{z,z}^d$ 3→5/WF	$p_y = \frac{\epsilon}{A_{\text{He}}}$
1 63.5°	-0.593 +0.02 -	0.288 +0.017 -	-0.736 +0.006 -	0.743 +0.005 -	+0.491 +0.004 -	0.495 +0.004 -	0.486 +0.038 -
2 63.0°	-0.587 +0.02 -	0.295 +0.009 -	-0.716 +0.011 -	-0.746 +0.011 -	+0.477 +0.007 -	0.497 +0.007 -	0.502 +0.023 -
3 62.4°	-0.578 +0.02 -	0.260 +0.008 -	-0.681 +0.010 -	0.730 +0.007 -	+0.454 +0.007 -	0.487 0.005	0.450 +0.021 -

Die Tabelle 3 fasst die Ergebnisse der Neutronenpolarisationsmessung zusammen.

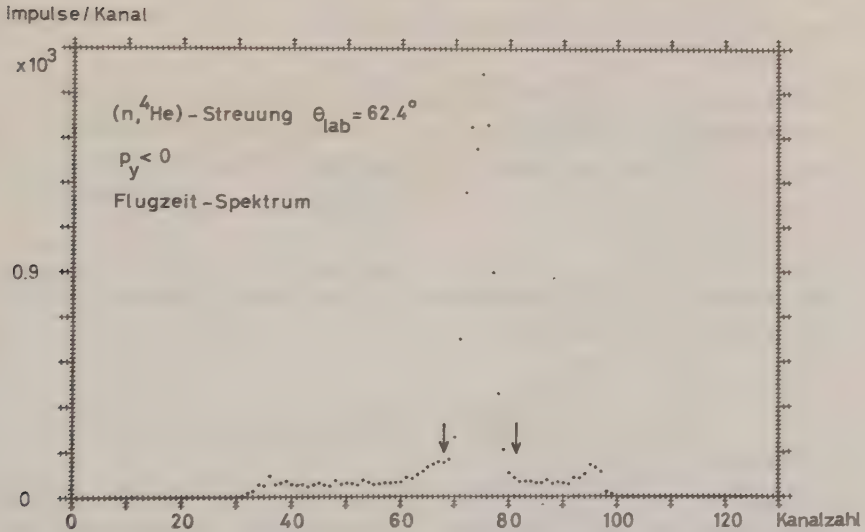
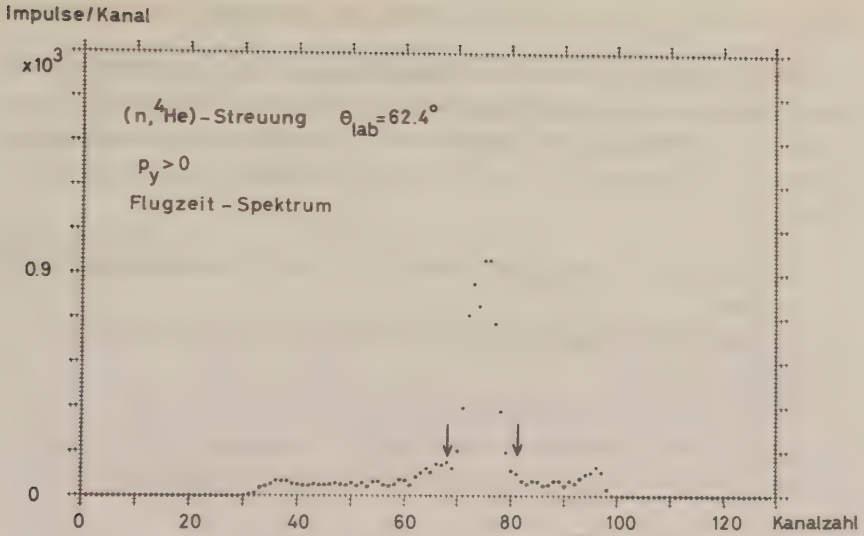


Fig. 12 Flugzeitspektren von elastisch an ${}^4\text{He}$ gestreuten Neutronen bei positiver und negativer Neutronenpolarisation p_y .

3.3 Messung des Analysatorvermögens von Protonen

Tabelle 4 enthält die wesentlichen Angaben über die fünf durchgeführten Messungen des Analysatorvermögens bei $\theta_{cm} = 90^\circ$. Sie sind in chronologischer Reihenfolge aufgeführt. Jede Messung besteht aus mehreren (18 - 44) Einzelmessungen. Eine solche umfasst:

1. Messung der Tensorpolarisation $p_{z,z}^d$, für die Uebergänge $3 \rightarrow 5$; $3 \rightarrow 5/WF$
2. Aufnahme des Flugzeit- und Rückstossprotonenspektrums für $p_Y > 0$
3. Drehung des Ionisatormagnetfeldes um 180° : $p_Y \rightarrow -p_Y$
4. Messung der Tensorpolarisation $p_{z,z}^d$, entsprechend 1)
5. Aufnahme des Flugzeit- und Rückstossprotonenspektrums für $p_Y < 0$

Die Akkumulierung der Spektren geschieht für eine normierte Stosszahl der α -Begleitpartikel von 10^9 .

Der Fehler der Tensorpolarisationswerte $p_{z,z}^d$, ist derjenige des angegebenen Mittelwertes von je mindestens 20 Einzelmessungen. Alle übrigen Fehler sind nur statistische Fehler, mit Ausnahme desjenigen der Neutronenpolarisation. Gemäss Abschnitt 3.2 beträgt er 5 %.

Zwischen dem Analysatorvermögen und den direkt messbaren Grössen besteht die Beziehung:

$$p_Y^A = \epsilon = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

wo N_+ resp. N_- die Anzahl Ereignisse unter dem Peak des jeweiligen Spektrums für $p_Y > 0$ resp. $p_Y < 0$ sind. Mit Ausnahme von Messung 1, wo eine von der beschriebenen leicht abweichende Elektronik verwendet wurde, ist der Untergrund relativ niedrig. Sein Beitrag wurde aus dem Untergrundspektrum ausserhalb des Peaks extrapoliert in Form einer durch die Randpunkte des Spek-

trums gelegten Geraden.

Die Figuren 13 - 20 zeigen die unkorrigierten Spektren. Die Pfeile markieren die Grenzen der für die Auswertung von ϵ berücksichtigten Kanäle.

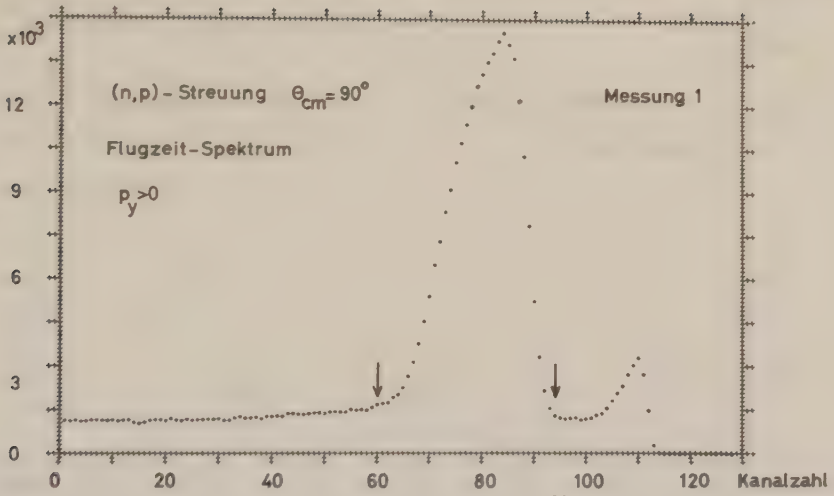
Tabelle 4

Streuer	$p_{z'z'}^d$ 3+5	$p_{z'z'}^d$ 3+5/WF	p_y	ϵ (%)	A (%)	Mess- methode
1 NE - 231 3.81 x 7.62	-0.722 +0.006 -	0.710 +0.006 -	0.477 +0.024 -	1.15 +0.15 -	2.41 +0.34 -	Flugzeit
2 NE - 231 3.81 x 7.62	-0.714 +0.005 -	0.746 +0.004 -	0.487 +0.024 -	1.07 +0.15 -	2.20 +0.34 -	Flugzeit
3 NE - 102 2.0 x 4.0	-0.723 +0.004 -	0.745 +0.004 -	0.489 +0.024 -	0.05 +0.32 -	0.10 +0.64 -	Flugzeit
				0.04 +0.35 -	0.08 +0.71 -	Rückstoss
4 NE - 102 3.81 x 7.62	-0.706 +0.007 -	0.713 +0.010 -	0.473 +0.024 -	0.62 +0.24 -	1.31 +0.51 -	Flugzeit
				0.82 +0.26 -	1.73 +0.55 -	Rückstoss
5 NE - 102 2.0 x 4.0	-0.756 +0.008 -	0.766 +0.010 -	0.507 +0.025 -	0.15 +0.22 -	0.30 +0.43 -	Flugzeit
				0.20 +0.24 -	0.39 +0.46 -	Rückstoss

In Tabelle 4 sind die wesentlichen Daten der fünf Messungen der n-p-Streuung zusammengestellt. Dabei ist ϵ die gemessene Asymmetrie, p_y bedeutet die Komponente der Neutronenpolarisation senkrecht zur Streuebene und A ist das Analysatorvermögen von Protonen für 14.2-MeV-Neutronen.

Die Figuren 13 - 20 zeigen die Flugzeitspektren der Messungen 1 bis 5 sowie die Rückstossprotonenspektren der Messungen 3 bis 5 bei positiver und negativer Polarisierung p_y . Die Pfeile markieren dabei den jeweiligen Auswertebereich.

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

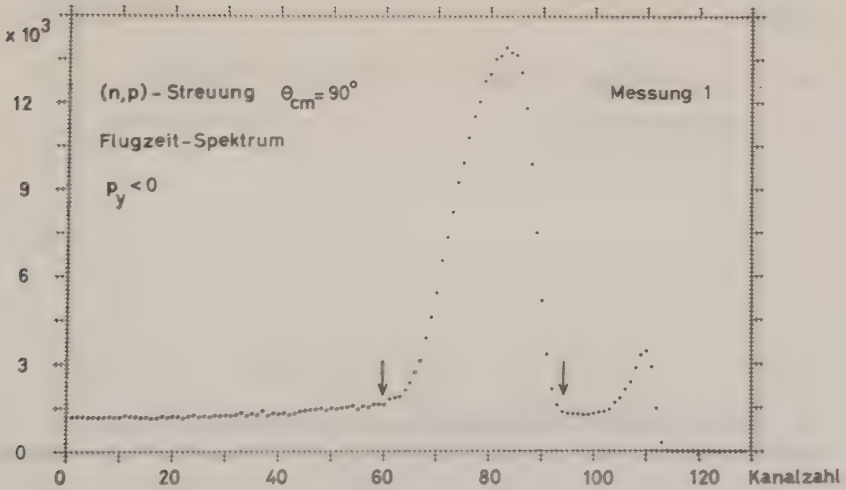
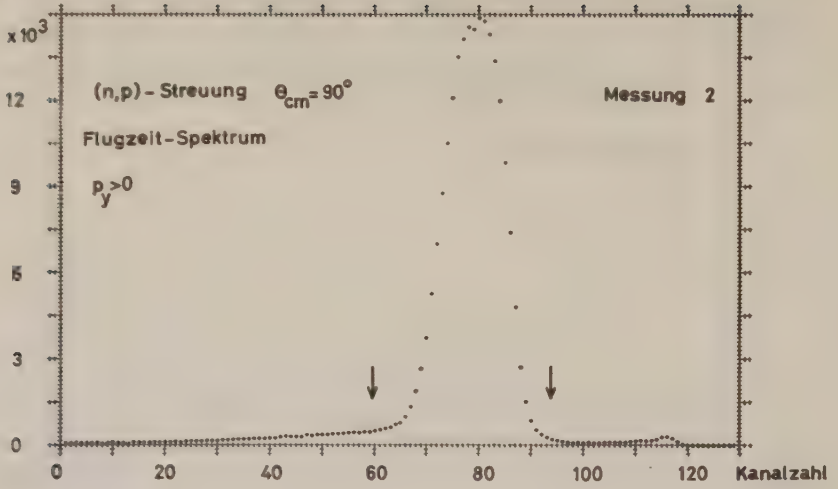


Fig. 13

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

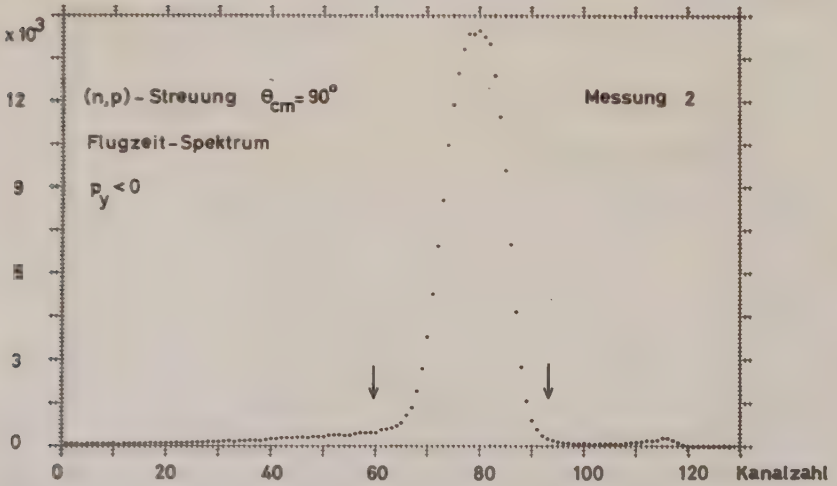
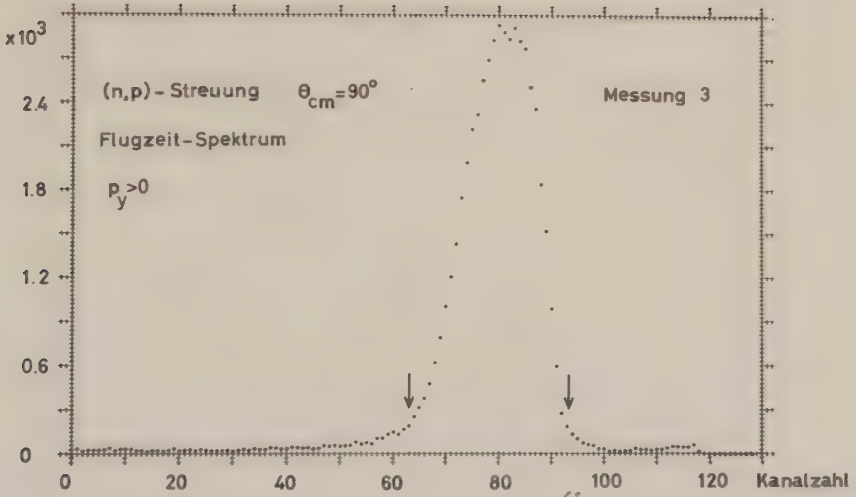


Fig. 14

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

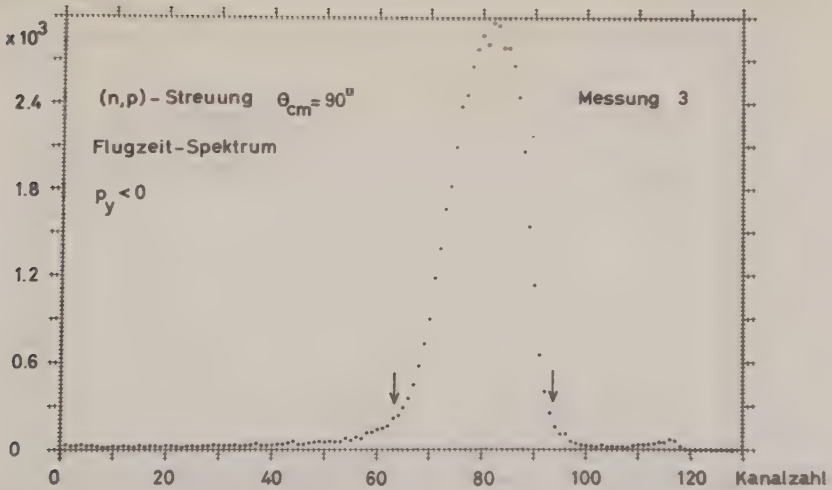
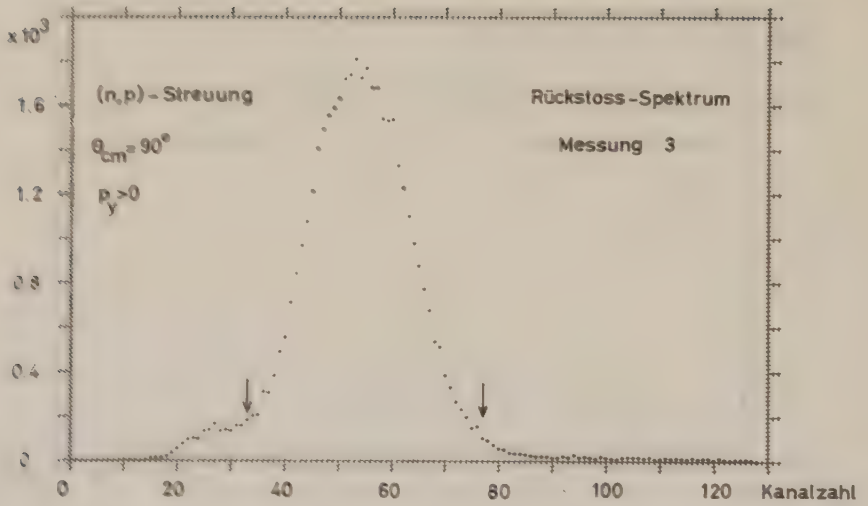


Fig. 15

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

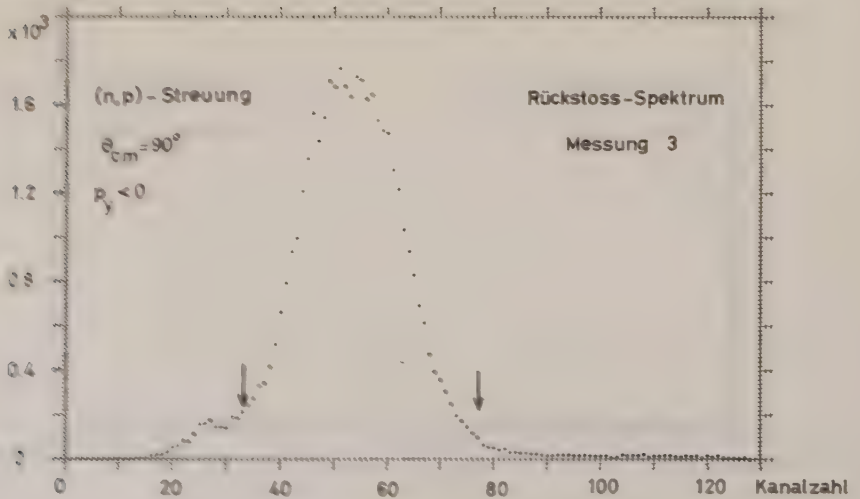
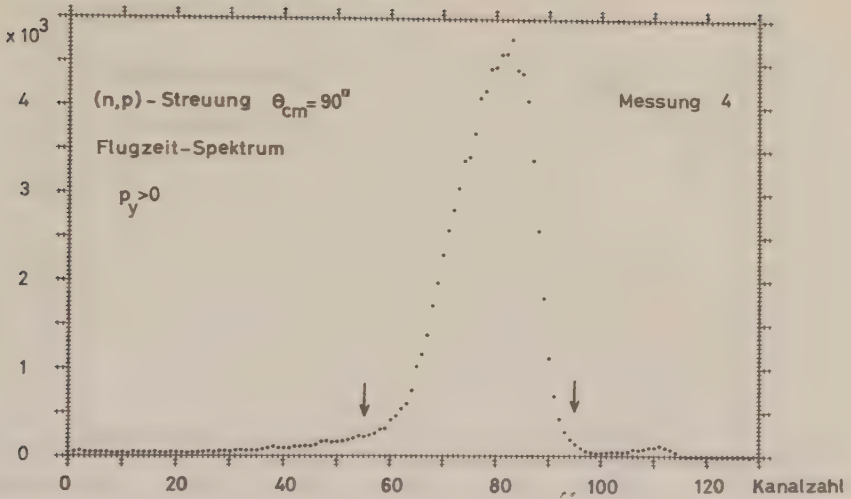


Fig. 16

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

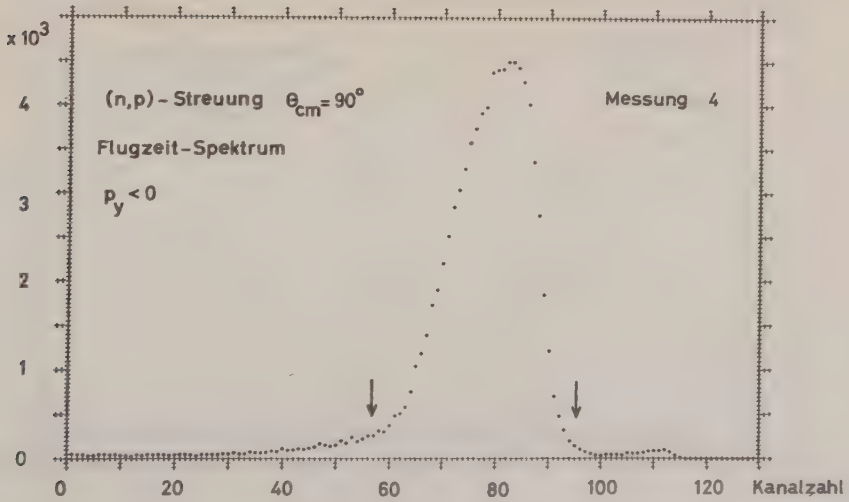
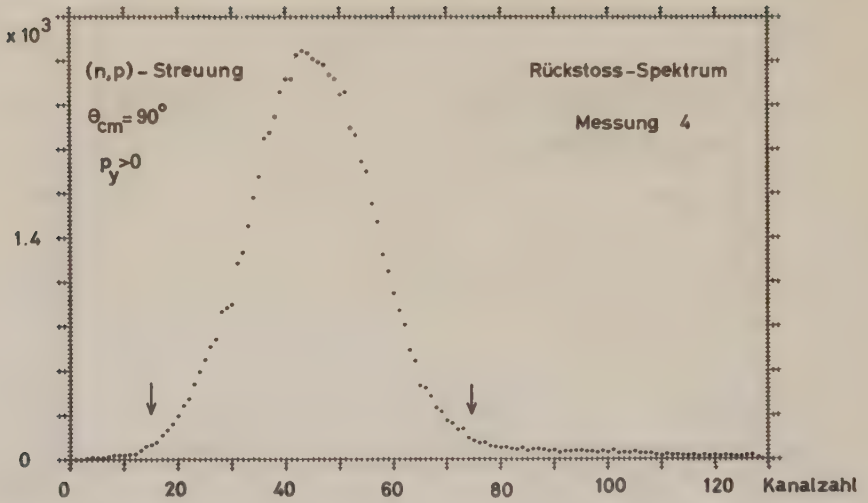


Fig. 17

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

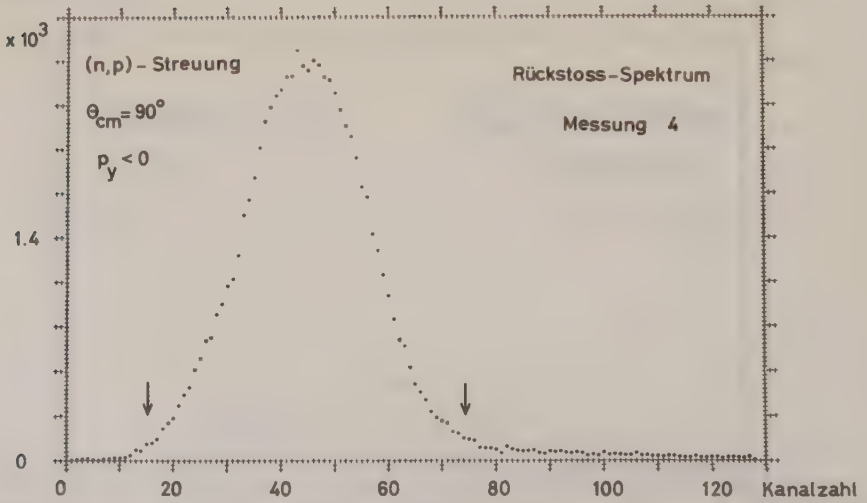
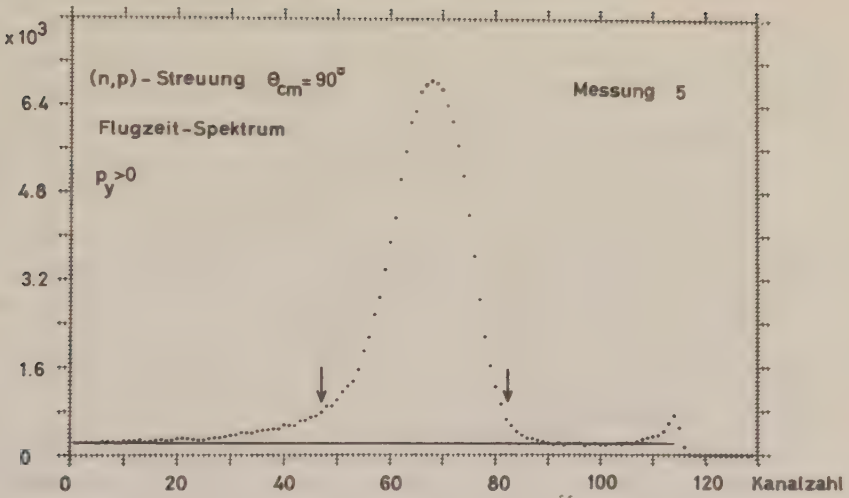


Fig. 18

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

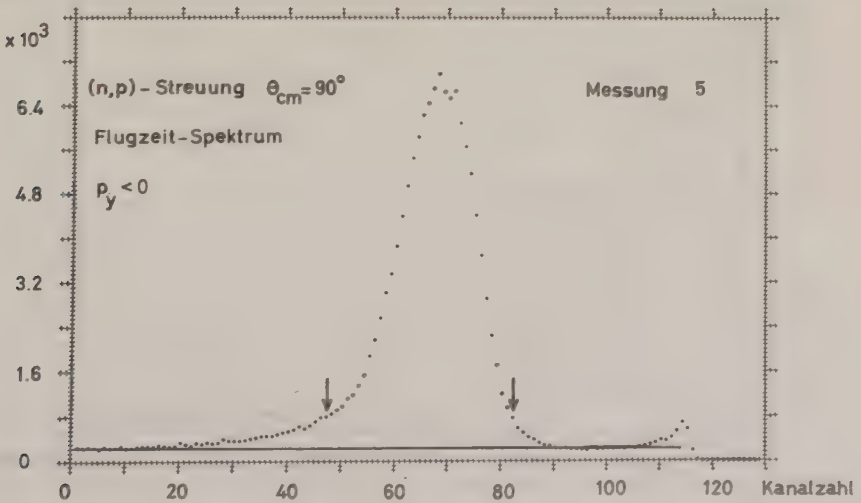
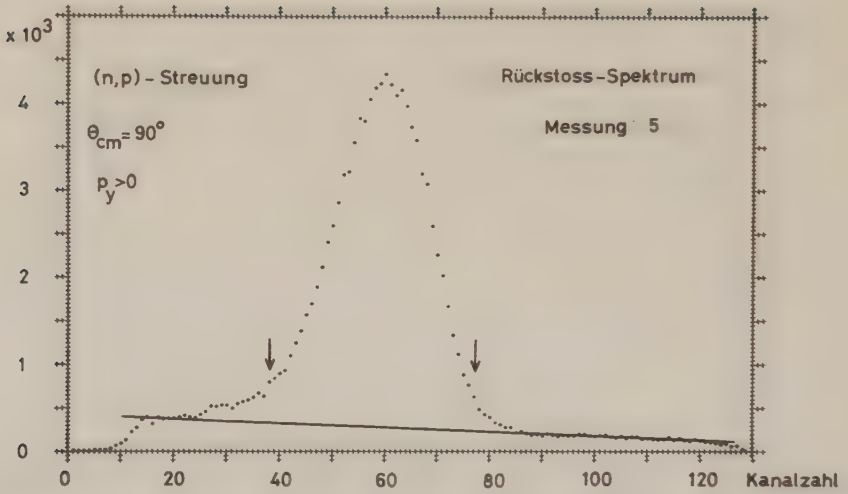


Fig. 19

Impulse / Kanal



Impulse / Kanal

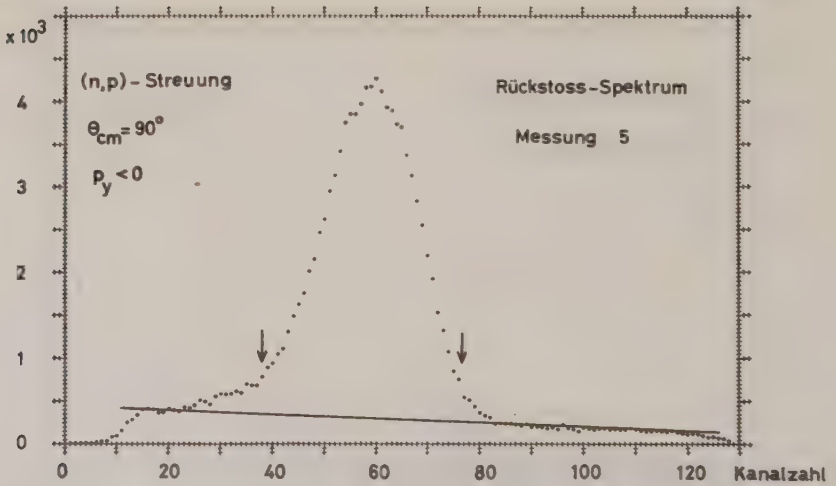


Fig. 20

4. DISKUSSION DER DATEN

Bei der Messung 1 betrug der Streuwinkelbereich $\pm 7^\circ$. Um diesen zu verkleinern, wurde bei der zweiten Messung der Abstand Streuer - Target vergrössert. Beide Messungen ergaben Werte, welche sowohl mit den theoretischen Erwartungen (Fig. 1) als auch mit älteren Messdaten ^{7) 21)} in der Umgebung von 14 MeV übereinstimmen. Die in diesen Arbeiten vertretene Auffassung, dass der Effekt der Mehrfachstreuung vernachlässigbar sei, resp. messbar, indem man ein Spektrum bei $\theta_{\text{lab}} > 90^\circ$ aufnimmt, teilen wir nicht: In den verwendeten Szintillatoren ist die Kohlenstoffdichte ungefähr gleich gross wie die Protonendichte. Kohlenstoff weist aber ein grosses Analysatorvermögen auf, das eine äusserst starke Funktion sowohl des Streuwinkels als auch der Energie ist ^{22) 23)}.

Eine einfache Kinematik-Rechnung zeigt ferner, dass über einen grossen Winkelbereich die Bedingungen für die Registrierung eines Ereignisses durch eine (n,p)- und anschliessende (n,C)-Streuung, oder umgekehrt, erfüllt sind. Diesen Tatsachen zufolge ist es weder möglich eine zuverlässige rechnerische Mehrfachstreuokorrektur anzubringen ²⁴⁾, noch ist es möglich, die Mehrfachstreubeiträge im Peak zu subtrahieren, da man dort das Spektrum der mehrfach gestreuten Neutronen nicht kennt.

Somit wurden weitere Messungen mit einem kleineren Streukörper durchgeführt, um den Effekt der Mehrfachstreuung in Erfahrung zu bringen. Da kein kleiner Benzol-Szintillator vorhanden war, wurde diese Messung mit einem Plastik-Szintillator durchgeführt. Dies sollte keine allzu grosse Änderung bedeuten, da das Verhältnis der Dichten d_H/d_C nur um 10 % zunimmt. Um dies zu untersuchen, wurde Messung 4 gemacht, wo ein grosser Plastik-Szintillator verwendet wurde. Innerhalb des statistischen Fehlers ist das Resultat mit demjenigen von Messung 1 und 2 verträglich. Schliesslich wurde durch Messung 5 (Anordnung identisch zu Messung 3) die Statistik verbessert. Die Resultate bestätigen die

geäußerte Vermutung über Mehrfachstreueffekte im Szintillator.

Tabelle 5

Messung	Streuer	A (%)
1/2/4	$\varnothing = 3.81 \text{ cm}$ $L = 7.62 \text{ cm}$	2.12 ± 0.22
3/5	$\varnothing = 2.0 \text{ cm}$ $L = 4.0 \text{ cm}$	0.22 ± 0.36

In Tabelle 5 sind die Messergebnisse für das Analysatorvermögen von Protonen zusammengefasst.

In Tabelle 5 sind die beiden gewichteten Mittelwerte des Analysatorvermögens aus Messung 1,2,4 resp. 3,5 aufgeführt. Man sieht, dass sie um mehr als 5 Standard-Abweichungen differieren. Dabei handelt es sich um rein statistische Fehler. Bei der Abschätzung allfälliger systematischer Fehler gilt es zu berücksichtigen, dass durch die Verwendung nur eines Neutronen-Detektors und die immer gleiche Streugeometrie nur noch die folgenden Effekte zu instrumentellen Asymmetrien Anlass geben könnten:

- 1) Das d-Strahlzentrum auf dem T-Target könnte in den beiden Polarisationszuständen verschieden sein.
- 2) Die Empfindlichkeiten des Streuer- und des Neutronendetektors könnten durch die Umpolung des Ionisator-Magnetfeldes beeinflusst werden.

Zu 1): Eine konservative Abschätzung dieses Effektes gibt einen möglichen systematischen Fehler der Grösse des halben statistischen Fehlers.

Zu 2): Das Ionisator-Magnetfeld hat keinen Einfluss auf die Empfindlichkeit der beiden Detektoren, wie die Akkumulierung des ^{60}Co -Spektrums bei verschiedener Feldrichtung zeigte.

Eine weitere nicht zu vernachlässigende Fehlerquelle liegt in der Ermittlung des Untergrundes. Die in den Figuren 19 und 20 eingezeichneten Geraden zeigen, wie diese im konkreten Fall der Messung 5 für das Flugzeit- resp. Rückstossprotonenspektrum vorgenommen wurde. Der so bestimmte Untergrund enthält offensichtlich nur Beiträge von zeitlich unkorrelierten Ereignissen, deren Detektion durch zufällige Koinzidenzen ermöglicht wurde. Das zeigt die im Fall des Neutronen-Flugzeitspektrums horizontal eingezeichnete Gerade (Fig. 19). Im Vergleich mit dem Flugzeitspektrum weist das Rückstossprotonenspektrum neben einer schlechteren Statistik einen höheren Untergrundbeitrag auf, dessen Bestimmung zudem mit einer grösseren Unsicherheit behaftet ist. Daher wurden für die Auswertung der Messresultate, wie sie in der Tabelle 5 aufgeführt sind, ausschliesslich die Flugzeitspektren herangezogen. Eine Abschätzung des bei diesem Untergrund-Subtraktions-Verfahren auftretenden Fehlers ergibt eine zusätzliche Unsicherheit des Analysatorvermögens von der halben Grösse des statistischen Fehlers.

Diesem "weissen" Untergrund ist nun noch ein Beitrag herrührend von Mehrfachstreuung im Streukörper überlagert. Dieser äussert sich in einem breit ausgeschmierten Buckel, der sich bis in das Gebiet der n-p-Streubeiträge hin erstreckt. Dort lässt sich weder eine Aussage über Gestalt und Asymmetrie der Mehrfachstreu-beiträge machen, noch lassen sie sich elektronisch unterdrücken. Deshalb wurden die Messungen 3 und 5 mit kleinerem Streukörper durchgeführt.

Unter der Annahme, dass die Asymmetrie der Mehrfachstreu-beiträge in diesen Messungen klein ist, und dass sich die erwähnten systematischen Fehler wie statistische fortpflanzen, ergibt sich für das Analysatorvermögen von Protonen für 14.2-MeV-Neutronen bei $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$:

$$A = 0.0022 \pm 0.0054.$$

Mit Relation (2) ergibt das für den Spin-Bahn-Kopplungsterm der

p-Wellen den Wert:

$$\Delta_{LS}^P = 2.4' \pm 6.3'.$$

Eine definitive Lösung des Problems der Asymmetriebeiträge durch Kohlenstoffmehrfachstreuung wird erst ein n-p-Polarisationsexperiment unter Verwendung eines reinen Wasserstoffstreu Körpers ermöglichen.

LITERATUR

1. M.H. MacGregor, R.A. Arndt, R.M. Wright, Phys. Rev. 182 (1969) 1714
2. R.E. Seamon, R.A. Friedman, G. Breit, R.D. Haracz, J.M. Holt, A. Prakash, Phys. Rev. 165 (1968) 1579
3. G.R. Plattner, R.D. Viollier, K.Alder, wird publiziert in Physics Letters
4. R. Tamagaki, W. Watari, Suppl. Progr. Theoret. Phys. 39 (1967) 23
5. J.L. Gammel, R.M. Thaler, Progr. Cosmic Ray Phys. 5 (1960) 99
6. J.K. Perring, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 550
7. G.S. Mutchler, J.E. Simmons, Phys. Rev. C4 (1971) 67
8. J.C. Hopkins, G. Breit, Nuclear Data Tables A9 (1971) 137
9. F. Seiler, E. Baumgartner, W. Haeberli, P. Huber, H.R. Striebel, Helv. Phys. Acta 35 (1962) 385
10. G.G. Ohlsen, Phys. Rev. 164 (1967) 1268
11. Proc. Symp. Polarization Phenomena, Basel (1961)
12. Proc. Symp. Polarization Phenomena, Karlsruhe (1966)
13. W. Haeberli, Ann. Rev. Nucl. Sci. 17 (1967) 373
14. R. Keller, L. Dick, M. Fidecaro, Cern 60-2 (1960)
15. J. Schacher, P. Huber, R. Wagner, Helv. Phys. Acta 44 (1971) 487
16. D.L. Smith, R.G. Polk, T.G. Miller, Nucl. Instr. Meth. 64 (1968) 157
17. W. Bertl, W. Brennlich, A. Chalupka, S. Tagesen, Nucl. Instr. Meth. 104 (1972) 205
18. H. Rudin, H.R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown, P. Huber, Helv. Phys. Acta 34 (1961) 58
19. Th. Stambach, R.L. Walter, Nucl. Phys. A180 (1972) 225
20. P.W. Lisowski, wird publiziert
21. R. Garrett, A. Chisholm, D. Brown, J.C. Duder, H.N. Bürgisser, Proc. Symp. Polarization Phenomena, Madison (1970)
22. J.L. Weil, W. Galati, Proc. Symp. Polarization Phenomena, Madison (1970)

23. R. Sené, P. Delpierre, J. Kahane, M. de Billy de Crespín,
Proc. Symp. Polarization Phenomena, Madison (1970)
24. A.J. Elwūn, R.O. Lane, Nucl. Phys. 31 (1962) 78
25. R.A. Arndt, R.H. Hackman, L.D. Roper, wird publiziert
26. H. Grunder, R. Gleyvod, G. Lietz, G. Morgan, H. Rudin,
F. Seiler, A. Stricker, Helv. Phys. Acta 44 (1971) 662

Verdankungen

Für die grosse Unterstützung, die ich während der Durchführung dieser Arbeit von den Herren P. Brogle, H. Weyeneth, F. Abt und P. Schmid erhielt, möchte ich bestens danken. Dank sagen möchte ich auch meinen Kollegen R. Casparis und M. Preiswerk für manche Diskussion und ihre hilfsbereite Mitarbeit. Viele wertvolle Anregungen verdanke ich Herrn Dr. P. Zupranski vom Institut Badán Jadrowych, Warschau, welches uns freundlicherweise die Helium-Szintillationskammer zur Verfügung stellte. Besonderer Dank gebührt meinen beiden Lehrern, Herrn Prof. Dr. R. Wagner und Herrn PD Dr. H. Rudin für die Förderung dieser Arbeit durch ihre aktive Mitarbeit.

Die Durchführung dieser Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Curriculum vitae

Am 16. September 1943 wurde ich, Beat Thomas Leemann, heimatberechtigt in Basel und Uetikon, Kanton Zürich, als Sohn des Wilhelm Leemann, Oberaufseher der Strafanstalt Basel und seiner Ehefrau Ruth, geborene Meier, in Basel geboren. Nach dem Besuch der Primarschule trat ich 1954 ins Humanistische Gymnasium ein, welches ich im Sommer 1958 verliess, um das Mathematisch-Naturwissenschaftliche Gymnasium zu besuchen, wo ich im Frühjahr 1963 die Maturitätsprüfung bestand. Seit dem Sommersemester 1963 bin ich an der Universität Basel immatrikuliert. Im Herbst 1965 bestand ich das Vordiplomexamen mit den Fächern Experimentalphysik, Mathematik und Physikalische Chemie. Das Diplomexamen mit den Fächern Experimentalphysik, Theoretische Physik, Mathematik und einer Diplomarbeit mit dem Thema einer Phasenanalyse der α - α -Streuung zwischen 20 und 28 MeV bestand ich im Frühjahr 1968. Im Sommer dieses Jahres habe ich unter Leitung von Herrn Prof. Dr. Rolf Wagner und Herrn PD Dr. Hermann Rudin am Institut für Physik der Universität Basel die vorliegende Arbeit begonnen. Gleichzeitig übernahm ich die Stelle des Vorlesungsassistenten des verstorbenen Herrn Prof. Dr. Paul Huber, welche ich bis zu seinem Tod im Frühjahr 1971 versah. Danach war ich als Assistent in verschiedenen Praktika und Uebungen tätig.

Für meine wissenschaftliche Ausbildung danke ich folgenden Professoren und Privatdozenten:

K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, R. Conzelmann,
W. Habicht, P. Huber, E. Miescher, H. Rudin, F. Seiler,
H.R. Striebel, M. Thürkauf, R. Wagner.

